

Но $(\zeta - e\varphi)$ есть не что иное, как электрохимический потенциал F (ср. формулу (V.11.12)). Поэтому

$$\mathbf{j}_n = \mu_n n \nabla F. \quad (3.2)$$

Если бы мы вместо электронов рассматривали ток дырок, то получили бы совершенно аналогичное выражение:

$$\mathbf{j}_p = \mu_p p \nabla (\zeta - e\varphi) = \mu_p p \nabla F. \quad (3.2a)$$

Полученные результаты показывают, что условие равновесия (3.1) означает просто отсутствие тока. Это и понятно, так как ток есть нарушение термодинамического равновесия. Из формул (3.2) и (3.2a) также видно, что полная плотность тока пропорциональна градиенту уровня Ферми. Поэтому уровень Ферми изменяется в пространстве особенно сильно там, где концентрация носителей заряда мала (например, в обедненных приконтактных слоях), в то время как в областях с большими значениями $\mu_n n$ и $\mu_p p$ изменение F может быть очень малым.

Возвращаясь теперь к контакту металл—полупроводник, мы имеем, что в отсутствие тока $F_m = F_n$. Это и было отмечено на рис. 6.1. Поэтому высота барьера для электронов (со стороны полупроводника) равна

$$e u_k = F_n - F_m, \quad (3.3)$$

где F_n и F_m — положение уровней Ферми в полупроводнике и, соответственно, в металле до контакта.

§ 4. Термоэлектронная работа выхода

Для нахождения глубины залегания уровней Ферми, которые, согласно формуле (3.3), определяют высоту потенциального барьера в контакте, удобно пользоваться значениями термоэлектронной работы выхода. Термоэлектронная работа может быть непосредственно измерена на опыте и для многих материалов является известной характеристикой. Чтобы выяснить интересующую нас связь, вычислим плотность тока насыщения термоэлектронной эмиссии j_s , т. е. заряд, переносимый электронами, испаряющимися в вакууме в 1 с с 1 см² поверхности проводника, находящегося при температуре T . Для этого представим себе, что наш проводник заключен в адиабатическую оболочку, поддерживаемую при температуре T . Тогда над проводником будет электронный газ с некоторой концентрацией электронов n_v и этот газ будет находиться в термодинамическом равновесии с проводником. Отсюда следует, что количество электронов, испаряющихся из проводника в вакуум, должно быть равно количеству электронов, приходящих из вакуума в проводник. Так как электронный газ над проводником не вырожден, то скорости электронов в нем распределены по закону

Максвелла. Поэтому мы воспользуемся хорошо известным из кинетической теории газов выражением для числа частиц, встречающихся 1 см^2 стенки в 1 с: $\frac{1}{4} n v_T$, где n — концентрация частиц, а v_T — среднее значение абсолютной величины тепловой скорости. Следовательно, для электронного тока насыщения можно написать

$$j_s = \frac{1}{4} n_b v_T e, \quad (4.1)$$

где v_T , согласно закону Максвелла, равна

$$v_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}. \quad (4.2)$$

Величину n_b мы можем непосредственно найти из формул гл. V для концентрации электронов в зоне проводимости. Действительно, мы видели, что в случае параболического изотропного закона дисперсии для невырожденного полупроводника концентрация электронов в зоне выражается формулой (V.5.1). Для электронного газа в вакууме закон дисперсии точно выражается формулой

$$E = E_0 + \frac{p^2}{2m_0}, \quad (4.3)$$

т. е. имеет тот же вид, с тем отличием, что вместо энергии E_c сейчас входит E_0 — энергия покоящегося электрона в вакууме, а вместо эффективной массы — масса изолированного электрона m_0 . Поэтому, заменяя в формуле (V.5.1) E_c на E_0 и в формуле (V.4.3) m на m_0 , находим

$$n_b = 2 \left(\frac{2\pi m_0 kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right). \quad (4.4)$$

Здесь введено обозначение

$$\Phi = E_0 - F. \quad (4.5)$$

Подставляя (4.4) и (4.2) в (4.1), мы находим окончательно

$$j_s = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad (4.6)$$

где

$$A = \frac{4\pi m_0 e k^2}{(2\pi\hbar)^3} \quad (4.7)$$

есть универсальная постоянная, которая должна быть одинакова для всех веществ.

Формула (4.6) известна в вакуумной электронике как формула Ричардсона—Дэшмана. При этом, по определению, энергия Φ есть *термоэлектронная работа выхода* для данного вещества. Из формулы (4.5) видно, что Φ является разностью между энергией покоящегося электрона в вакууме у поверхности образца и уровнем Ферми в данном веществе (рис. 6.3).

Остановимся подробнее на физическом смысле выражения (4.5). Рассмотрим сначала металлы. В них уровень Ферми совпадает с максимальной энергией электронов проводимости (если отвлечься от слабой «размазки» распределения Ферми при $T \neq 0$). При этом концентрация электронов в зоне практически не зависит от температуры (ср. § V.6). Поэтому Φ в металлах совпадает с работой,

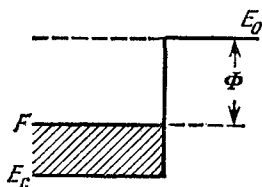


Рис. 6.3. Термоэлектронная работа выхода из металла.

необходимой для удаления электрона с максимальной энергией из металла в вакуум (рис. 6.3). Однако при применении формулы (4.5) к невырожденным полупроводникам может возникнуть недоумение, так как в этом случае уровень Ферми F лежит внутри запрещенной зоны энергий (рис. 6.4) и поэтому Φ не соответствует работа удаления какого-либо реально существующего электрона. Причина этого, кажущегося странным, результата заключается в том, что j_s зависит не только от энергии электронов, но еще и от их концентрации в зоне, а эта последняя в полупроводниках, в отличие от металлов, может сильно зависеть от температуры. Формулы (4.5) и (4.6) учитывают оба эти обстоятельства, и именно поэтому, как показывает приведенный выше расчет, в формулу (4.5) входит уровень Ферми.

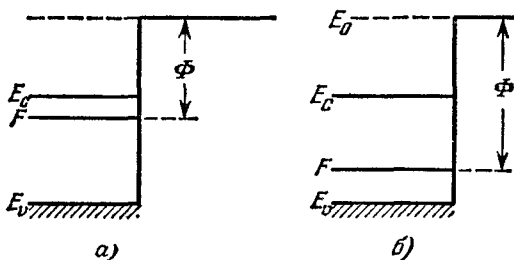


Рис. 6.4. Термоэлектронная работа выхода из полупроводника: а) n -тип; б) p -тип.

Из сказанного также следует, что в полупроводниках работа выхода может сильно зависеть от введенных примесей. При преобладании доноров мы будем иметь проводимость n -типа и уровень Ферми будет лежать в верхней половине запрещенной зоны (рис. 6.4, а). Напротив, в случае преобладания акцепторов уровень Ферми будет в нижней половине этой зоны (рис. 6.4, б), и поэтому работа выхода во втором случае будет больше.

Отметим еще, что работа выхода может очень сильно зависеть от самых ничтожных загрязнений поверхности, даже если чужеродные атомы образуют единицы атомных слоев. Причина такого влия-

ния состоит в том, что чужеродные атомы на поверхности могут обмениваться электронами с объемом кристалла и поэтому, как правило, существуют в виде положительно или отрицательно заряженных ионов, а это приводит к искривлению энергетических зон у поверхности. При отрицательном заряде поверхности зоны искривляются вверх (рис. 6.5), при положительном — вниз. При этом электронное сродство ($E_0 - E_c$), зависящее только от структуры кристалла, у поверхности не изменяется. Поэтому работа выхода ($E_0 - F$) увеличивается при искривлении зон вверх и уменьшается при искривлении зон вниз. Изменение работы выхода есть $\Delta\Phi = -e\varphi_s$, где φ_s — потенциал поверхности (относительно объема кристалла).

Вследствие сильного влияния загрязнения поверхности, определение термоэлектронных работ выхода требует очень тщательных опытов. Однако в настоящее время они для многих веществ достаточно хорошо известны. Пользуясь термоэлектронными работами выхода, формулу (3.3) для высоты потенциального барьера в контакте можно представить в удобном виде:

$$e\mu_k = \Phi_{\text{н}} - \Phi_{\text{к}}. \quad (4.8)$$

§ 5. Контактная разность потенциалов

Для определения термоэлектронной работы выхода по термоэлектронному току исследуемое вещество нужно нагревать до высокой температуры, чтобы термоэлектронные токи были достаточно сильны. А для многих веществ с невысокой температурой плавления и большой работой выхода это не всегда возможно. Однако работу выхода можно определить и другими методами, не требующими нагревания тела. В частности, это удобно сделать, измеряя контактную разность потенциалов, т. е. разность потенциалов между несоприкасающимися поверхностями двух различных проводников, находящихся в электронном равновесии. Последнее можно осуществить, соединяя оба проводника металлической проволокой (однако это может быть и не обязательным, так как равновесие может установиться и за счет слабого обмена электронами через вакуум).

Рассмотрим сначала случай двух металлов. Если оба тела в целом не заряжены, то в отсутствие контакта между ними электрического поля нет, а следовательно, энергия электрона в вакууме E_0

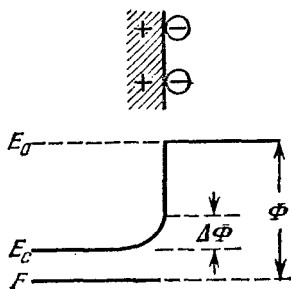


Рис. 6.5. Изменение работы выхода вследствие искривления зон у поверхности.